

Gwiazdna amnezja.

O nuklearnej równowadze statystycznej.

Referat wygłoszony na Posiedzeniu Komisji Astrofizyki PAU

Piątek, 11.12.2009, 17:00.

1. WSTĘP

1.1 Dlaczego „gwiazdna amnezja” ?

Określenie „gwiazdna amnezja” (ang. „*stellar amnesia*”) pojawiło się w wykładach P. Holficha, dotyczących m.in. supernowych Ia [1]. Okazuje się, że wiele obiektów we Wszechświecie kończy życie w stanie niezależnym od swojej historii. Przykłady to: czarne dziury, gwiazdy neutronowe, białe karły oraz materia wyrzucana w wybuchach supernowych termojądrowych i implozyjnych. Główną przyczyną „gwiazdnej amnezji” jest NSE, czyli tytułowa nuklearna równowaga statystyczna. Skrót ten pochodzi od angielskiego określenia Nuclear Statistical Equilibrium. Materia zostaje „przetopiona” w wysokiej temperaturze a jej skład izotopowy określają równania NSE. Wynik zależy tylko od temperatury, gęstości i sumarycznej ilości wyemitowanych w przeszłości neutronów, a właściwie różnicy neutronów ν_e i antyneutronów $\bar{\nu}_e$. Wszystko to co działo się wcześniej zostaje w pewnym sensie zapomniane, w luźnej analogii z medycznym znaczeniem słowa „amnezja”.

1.2 Krótki rys historyczny i rola F. Hoyle'a.

Jednym z pierwszych artykułów, w którym użyto metod *mechaniki statystycznej* do obliczenia końcowych produktów ewolucji gwiazd jest praca F. Hoyle'a „*The synthesis of the elements from the hydrogen*” [2]. Główne wyniki Hoyle'a to: (1) „(...) [wyniki] są niezależne od początkowej konfiguracji” (2) istnienie promieniotwórczych izotopów dowodzi, że równowaga statystyczna miała miejsce w przeszłości (3) naturalne wyjaśnienie konwersji wodoru [helu] do „ciężkich pierwiastków” (nie znano wtedy składu jądra Ziemi: Fe/Ni) (4) musi istnieć proces/zjawisko które rozproszy „elementy” bez zmiany proporcji równowagowych (5) równowagę można (w sensie matematycznym) wyznaczyć dla dowolnych temperatur i gęstości. Ostatni punkt jest szczególnie istotny: w fizycznym Wszechświecie określone warunki fizyczne muszą faktycznie zaistnieć!

Jak znaleźć miejsca gdzie zachodzi NSE? Hoyle podał dwie metody rozwiązania powyższego zagadnienia: (1) badamy znane astronomom zjawiska i obiekty, modelujemy je, obliczamy równowagę i sprawdzamy wyniki z pomiarami abundancji (2) rozważamy cały zakres możliwych temperatur i gęstości, sprawdzamy jakie gęstości ρ i temperatury T dają wyniki zgodne z pomiarami, a następnie szukamy w kosmosie adekwatnego zjawiska, być może jeszcze nieodkrytego. Sam Hoyle i jego następcy (B²FH, *Burbridge, Burbidge, Fowler, Hoyle* [9]) koncentrowali się na podejściu (1) dla gwiazd. Z nowszych prac można wymienić artykuł [4], dotyczący eksplozji wodoru na powierzchni gwiazd neutronowych i białych karłów (rozbłyski rentgenowskie i nowe). Przykładem podejścia (2) jest nukleosynteza kosmologiczna oraz prace, klasyczna [5] oraz niedawno opublikowana [8].

W artykule [9] rachunki określone wspólnie jako NSE zawarte są w rozdziale *e-*

Process. Wyniki zawarte w tej pracy są uważane za jedno z największych osiągnięć współczesnej astrofizyki. W. Fowler, jeden z 4 autorów tej pracy otrzymał w 1983 Nagrodę Nobla (razem z S. Chandrasekharem, pominięto Hoyle'a). Praca ta uważana jest za początek dziedziny wiedzy określanej współcześnie jako *astrofizyka jądrowa* (ang. *nuclear astrophysics*). Jej sukcesy i popularność nadal wyznaczają kierunki nowych badań. Wielu wybitnych fizyków jądrowych, m. in. H. Bethe, „przekwalifikowało” się na astrofizyków. W 2007 roku odbyła się konferencja „*Beyond the first 50 years*” organizowana przez Caltech, dotycząca znaczenia i skutków wywołanych w astrofizyce współczesnej przez artykuł [9]. Hoyle ostatecznie okazał się z naukowego punktu widzenia wielkim przegranym, i zakończył życie na uboczu głównego nurtu współczesnej astronomii i kosmologii [10].

2. NSE

2.1 Równowaga termodynamiczna a NSE

Pojęcie nuklearnej równowagi statystycznej jest blisko związane ze zwykłą równowagą w sensie termodynamicznym. Warunki niezbędne do zaistnienia pełnej równowagi termicznej dotyczącej *neutrin* na równi z pozostałymi cząstkami są bardzo trudne do osiągnięcia, nawet w warunkach astrofizycznych. Oznaczałoby to, że (1) neutrina są uwięzione („zamknięte w pudełku”) (2) czas dojścia do równowagi jest „mały”. Ze względu na *słabe oddziaływanie* neutrin, sytuacja jak powyżej jest niezwykle ekstremalna i zachodzi jedynie w *protogwiazdach neutronowych*. Czas uwięzienia jest rzędu 100 sekund, a dochodzi do tego podczas wybuchu supernowej typu implozyjnego, np. SN1987A.

W przypadku Wszechświata jako całości neutrina w oczywisty sposób są „uwięzione”. Z definicji obejmuje on wszystko, więc neutrina nie mają gdzie uciec. Dlatego jedynym czynnikiem limitującym zastosowanie równowagi termicznej w kosmologii jest słabość (powolność) oddziaływania. Innymi słowy, czas relaksacji (dojścia do równowagi) staje się większy niż skala czasowa ekspansji Wszechświata.

Przypadek swobodnie uciekających neutrin jest więc typowy. Jeżeli neutrina nie są złapane, nie można mówić o równowadze termicznej. Ciągłe jest natomiast możliwe utrzymanie stałego stosunku liczby leptonów do liczby barionów poprzez *równowagę kinetyczną*:

$$\frac{dY_e}{dt} \equiv \dot{Y}_e = \lambda_{\nu_e} - \lambda_{\bar{\nu}_e} = 0 \quad (1)$$

gdzie $Y_e = n_e/n_B$ jest stosunkiem liczby elektronów do liczby barionów. W stanie równowagi kinetycznej strumień neutrin λ_{ν_e} jest równy strumieniowi antyneutrin $\lambda_{\bar{\nu}_e}$. W praktyce wystarcza gdy pochodna Y_e jest „mała”. Strumienie neutrin mionowych i taonowych można zaniedbać, ponieważ $Y_{\mu, \tau} = 0$ a masy ciężkich leptonów $m_\tau \gg m_\mu \approx 105 \text{ MeV} \gg kT$.

2.2 Warunki stosowalności NSE

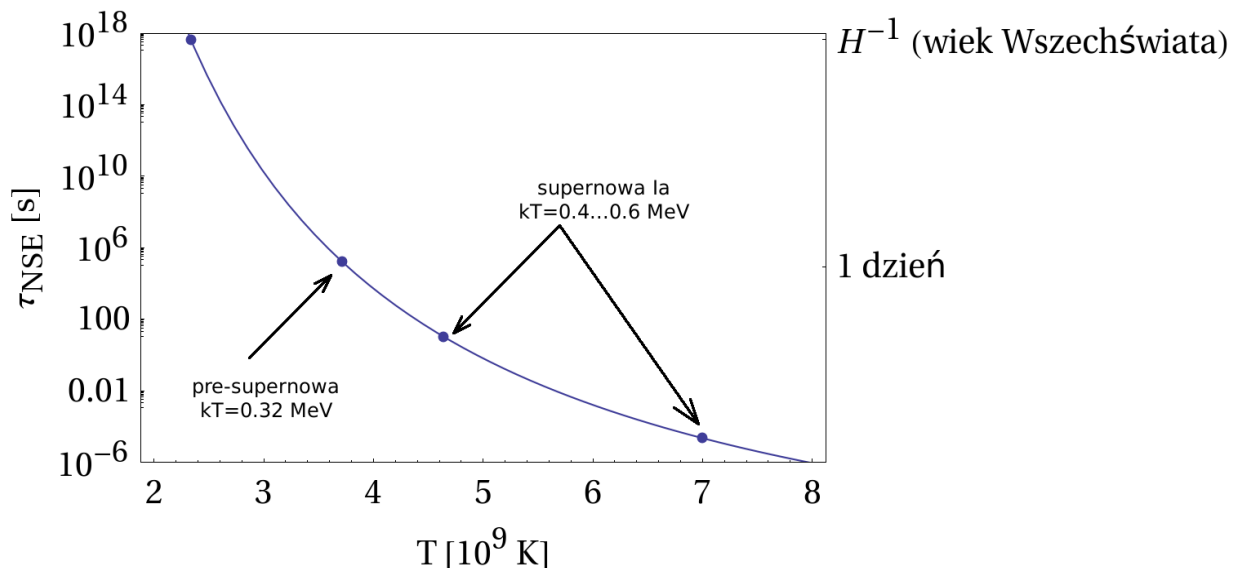
W warunkach przybliżonej równowagi kinetycznej, oprócz skali czasowej związanej z hydrodynamiczną ewolucją oraz czasem relaksacji mamy też do czynienia z szybkością zmian liczby leptonowej układu. Mamy więc trzy istotne skale czasowe w przybliżeniu NSE. Czas relaksacji τ_{NSE} to czas niezbędny do osiągnięcia równowagi dla sieci reakcji jądrowych

zachodzących poprzez oddziaływania silne jądrowe i elektromagnetyczne (fotodezintegracja). Jest on wyznaczany z układu równań różniczkowych zwyczajnych opisujących reakcje jądrowe. Słaba skala czasowa τ_{weak} to czas w którym w sposób istotny zmienia się zawartość Y_e elektronów (leptonów). Innymi słowy jest to skala czasowa na której można jeszcze założyć, że stosunek sumarycznej liczby neutronów do liczby protonów pozostaje stały. Wielkość ta jest obliczana za pomocą \dot{Y}_e . Skala hydrodynamiczna (ewolucyjna) τ_{hydro} to czas w którym następują istotne zmiany ewolucyjne badanego obiektu/zjawiska. Wynika ona z modelu danego obiektu, np. gwiazdy. Przybliżenie NSE ma sens tylko wtedy gdy:

$$\tau_{\text{hydro}}, \tau_{\text{weak}} \gg \tau_{\text{NSE}} .$$

2.3 Przykłady skal czasowych

Decydującą okazuje się skala czasowa relaksacji do stanu NSE, τ_{NSE} . Typowe szacowane wartości pokazuje *Rysunek 1*.



Rysunek 1: Czas relaksacji do stanu NSE w zależności od temperatury materii. H to stała Hubble'a.

Typowy czas ewolucji pre-supernowej to kilka godzin lub dni. Spalanie termojądrowe w supernowej typu Ia trwa około jednej sekundy. Przybliżenie jest więc, jak widać na *Rys. 1*, dyskusyjne. Interesujące nas obiekty: gwiazdy pre-supernowe i supernowe termojądrowe ewoluują szybciej niż materia dochodzi do stanu NSE. Dlaczego więc stosujemy przybliżenie NSE mimo to? Powody są natury praktycznej, co wyjaśnia następny podrozdział.

2.4 Powody stosowania NSE

Istnieje kilka powodów stosowania przybliżenia NSE, nawet w najnowszych pracach [8,11,13]. Aby to zrozumieć należy przypomnieć co właściwie chcemy osiągnąć. Otóż podstawowym celem astrofizyki jądrowej jest wyznaczenie składu „chemicznego” (zawartości

wszystkich jąder) w obiektach astrofizycznych: Ziemi, Słońcu, gwiazdach itd. Całkowitą liczbę wszystkich jąder atomowych (izotopów) które mogą istnieć szacuje się na kilka tysięcy. Najistotniejsze jest poznanie składu materii wyrzucanej z powrotem w przestrzeń międzygwiazdową i międzygalaktyczną. Jedynym sposobem na ustalenie faktycznego składu materii uwięzionej wewnątrz gwiazd jest detekcja neutrin – zadanie bardzo trudne. Pozostaje nam badanie tego, co w jakiś sposób trafiło do naszych laboratoriów (materia meteorytowa) i teleskopów (widma gwiazd).

Fundamentalnym sposobem teoretycznego badania syntezy pierwiastków są *sieci reakcji jądrowych*. Klasyczne przykłady to:

- cykl pp i CNO (12 jąder i innych cząstek)
- kosmologiczna nukleosynteza (około 42 jąder)
- spalanie helu w reakcji $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ (3 jądra)
- α -network (20 jąder)

Są to układy równań różniczkowych zwyczajnych. Metody ich rozwiązywania są znane. Są one blisko spokrewnione z równaniami opisującymi kinetykę zwykłych reakcji chemicznych. Problemy z sieciami reakcji zaczynają się, gdy osiągają one duże rozmiary. Podstawowe trudności to:

- problem mocy obliczeniowej (w tym równoległości)
- logistyka i zarządzanie ogromną ilością przekrojów czynnych
- niedostępność i różnorodność (czasem wzajemnie sprzecznych) wyników teoretycznych i doświadczalnych
- nie wiemy, które jądra należy dołączyć do sieci

Co gorsza, wynik rachunku zależy od całej historii obiektu. Nawet śladowa ilość pewnego izotopu może okazać się katalizatorem reakcji jądrowych znacznie później. W tym momencie przybliżenie NSE pokazuje swoją skuteczność. Daje nam ono zawartości *wszystkich* rozważanych nuklidów, na podstawie wyłącznie: (1) zawartości elektronów Y_e (2) temperatury T oraz (3) gęstości ρ (lub gęstości barionowej n_B). Potrzebne są też masy jąder oraz znajomości stanów wzbudzonych (energii i spinów). Samo równanie na abundancje jest układem równań wielomianowych wysokiego stopnia rzędu 10^2 - 10^3 . Jest ono znacznie łatwiejsze do rozwiązania niż układy równań różniczkowych zwyczajnych opisujących kinetykę. Co więcej, każda z abundancji NSE jest po prostu funkcją trzech zmiennych $f(Y_e, \rho, T)$ i można pokusić się o jej stabilizację lub aproksymację. Pozwala to na znaczne przyspieszenie obliczeń; w praktyce wystarcza znajomość dwóch abundancji: protonów i neutronów [14].

2.5 Zastosowanie NSE w „astronomii neutrinowej”.

Główną motywacją przeprowadzenia moich obliczeń NSE było obliczenie widma energetycznego neutrin emitowanych przez pre-supernowe i supernowe Ia *wyłącznie* na podstawie rozkładu temperatury i gęstości (plus ewentualnie Y_e). Dodatkowe cele to zbadanie całej płaszczyzny ρ - T w poszukiwaniu silnych źródeł neutrin i antyneutrin elektronowych oraz wyznaczenie wartości krytycznych, dla których $\dot{Y}_e=0$. Dodatkową motywacją jest też poszukiwanie jąder dających „łatwo” mierzalny sygnał neutrinowy, które mogłyby zamienić z gruntu teoretyczne rozważania „astronomów neutrinowych” w realną naukę obserwacyjną. Przykładem takiego procesu jest rozpad beta ${}^8\text{B}$ wewnątrz Słońca, produkujący neutrina borowe – są one jedynymi wykrywalnymi w detektorach starszej generacji. Jak dotąd, poszukiwania w innych gwiazdach dają negatywne wyniki. ¹

1. Wygląda na to, że naukowcy zajmujący się neutrinami mają niebywale szczęście mieszkać na planecie wokół gwiazdy która emituje potrzebne wyłącznie ich detektorom neutrina borowe. O podobnym szczęściu mogą mówić starożytni astronomowie, którzy mogli obserwować nikomu niepotrzebne planety. Moment w którym żyjemy też jest w historii Wszechświata dosyć szczególny. Za parę miliardów lat wszystkie galaktyki byłyby już zbyt daleko aby można było je obserwować. Gdzie dziś byłaby nauka gdyby zabrakło tych pobudzających badania faktów? Pytanie można też odwrócić: czy są w kosmosie oczywiste zjawiska o których nie mamy pojęcia z racji swojego

3 Równania NSE

3.1 Wyprowadzenie równań NSE

Zakładamy, że każda para jąder zawarta w badanym zespole termodynamicznym, jest połączona (bezpośrednio lub pośrednio) poprzez pewne reakcje zachodzące przez oddziaływania silne lub elektromagnetyczne. Każdej reakcji jądrowej odpowiada równość potencjałów chemicznych² składników μ_k . Zaczynając od jądra o Z protonów i N neutronów, odejmując po kolei po jednym protonie i neutronie, dostajemy ostatecznie:

$$\mu_k = \mu(Z,N) = Z \mu_p + N \mu_n \quad (2)$$

gdzie μ_k to potencjał chemiczny k -tego izotopu (o liczbie atomowej Z i masowej $Z+N$), natomiast μ_p i μ_n to potencjały chemiczne odpowiednio protonów i neutronów. Zakładając, że jądra (w tym nukleony) tworzą gaz doskonały, stosujemy podręcznikowy wzór:

$$\mu_k = kT \ln(X_k \rho N_A \lambda_k^3 / g_k), \quad (3)$$

gdzie *termiczna długość fali de'Broglie* jądra to:

$$\lambda_k = h / (2 \pi m_k kT) \quad (4)$$

natomiast znaczenie pozostałych symboli: *stałe fizyczne*: N_A -- liczba Avogadro, k – stała Boltzmanna, h – stała Plancka; *parametry termodynamiczne* gazu (materii w gwiazdzie): T – temperatura, ρ – gęstość, X_k --- abundancja k -tego izotopu o liczbie atomowej Z_k i masowej A_k ; *własności izotopów*: m_k --- masa atomu, $g_k = 2 J_k + 1$ gdzie J_k to spin. Ze wzorów powyżej wyliczamy X_k i wyrażamy przez X_p i X_n . Dwa równania wynikają z „normalizacji” sum $\sum X_k = 1$ oraz $\sum X_k Z_k / A_k = Y_e$. Ostatecznie, układ dwóch równań na abundancje izotopów w stanie NSE to:

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N_{iso}} X_k &= 1 \\ \sum_{k=0}^{N_{iso}} \frac{X_k Z_k}{A_k} &= 1 \end{aligned} \quad (5)$$

w którym to wzorze suma rozciąga się na wszystkie rozważane izotopy, a X_k wyliczamy z (3) uwzględniając (2):

$$X_k = \frac{1}{2} G_k(T) \left(\frac{1}{2} \rho N_A \lambda^3 \right)^{A_k - 1} A_k^{5/2} X_n^{A_k - Z_k} X_p^{Z_k} e^{Q_k / kT} \quad (6)$$

Funkcja rozdziału $G_k(T)$ występująca w tym wzorze to naturalnie:

$$G_k(T) = \sum_{i=0}^{i_{max}} (2 J_{ik} + 1) e^{\frac{E_{ik}}{kT}} \quad (7)$$

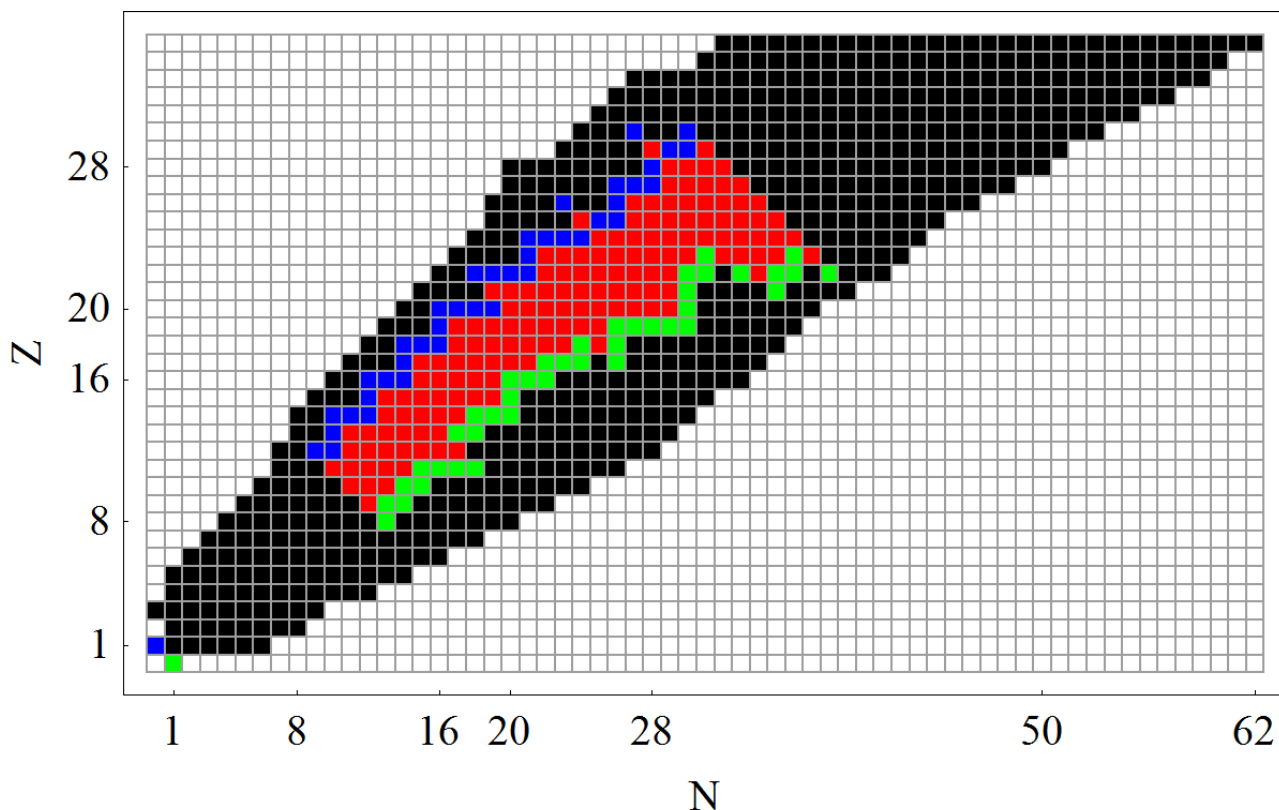
gdzie E i J to odpowiednio energia i spin i -tego stanu wzbudzonego k -tego jądra atomowego.

Rozwiązywanie układu NSE jest dosyć powszechnie uważane za problem wręcz nudny rachunkowo. Nie oznacza to, że nie pojawiają się przy tej okazji żadne ciekawe zagadnienia.

nieuprzywilejowanego położenia?

2 Potencjał chemiczny to pochodna energii wewnętrznej układu termodynamicznego po liczbie cząstek danego typu.

NSE to dwa równania wielomianowe (5) na dwie niewiadome: abundancja protonów X_n i neutronów X_p . Formalnie taki układ jest zawsze rozwiązywalny analitycznie. W praktyce stosuje



Rysunek 2: Jądra atomowe użyte w obliczeniach NSE opisanych w tekście.

się metody numeryczne. Ciekawym zagadnieniem związanym z NSE jest obliczanie wyrazów typu

$$X_n^N X_p^Z$$

. Dla ciężkich jąder (pomyślmy np. o ^{238}U) efektywne ich obliczanie jest ważnym problemem informatycznym: dobrze znanym, ale nierozwiązanym. Interpolacja wyników NSE jest nietrywialna ze względu na katastrofalnie szybko rosnące błędy pochodzące od sumy setek składników typu x^n , $n \approx 100$. Liczba iteracji Newtona-Raphsona (a zatem czas obliczeń numerycznych) rośnie gwałtownie przy obniżaniu temperatury. Co gorsza, by obliczyć jedną abundancję, np. ^{55}Co musimy rozwiązać cały układ równań. Dwa ostatnie problemy można rozwiązać stosując odpowiedni algorytm interpolacji (A. Odrzywołek, ADNDT, submitted).

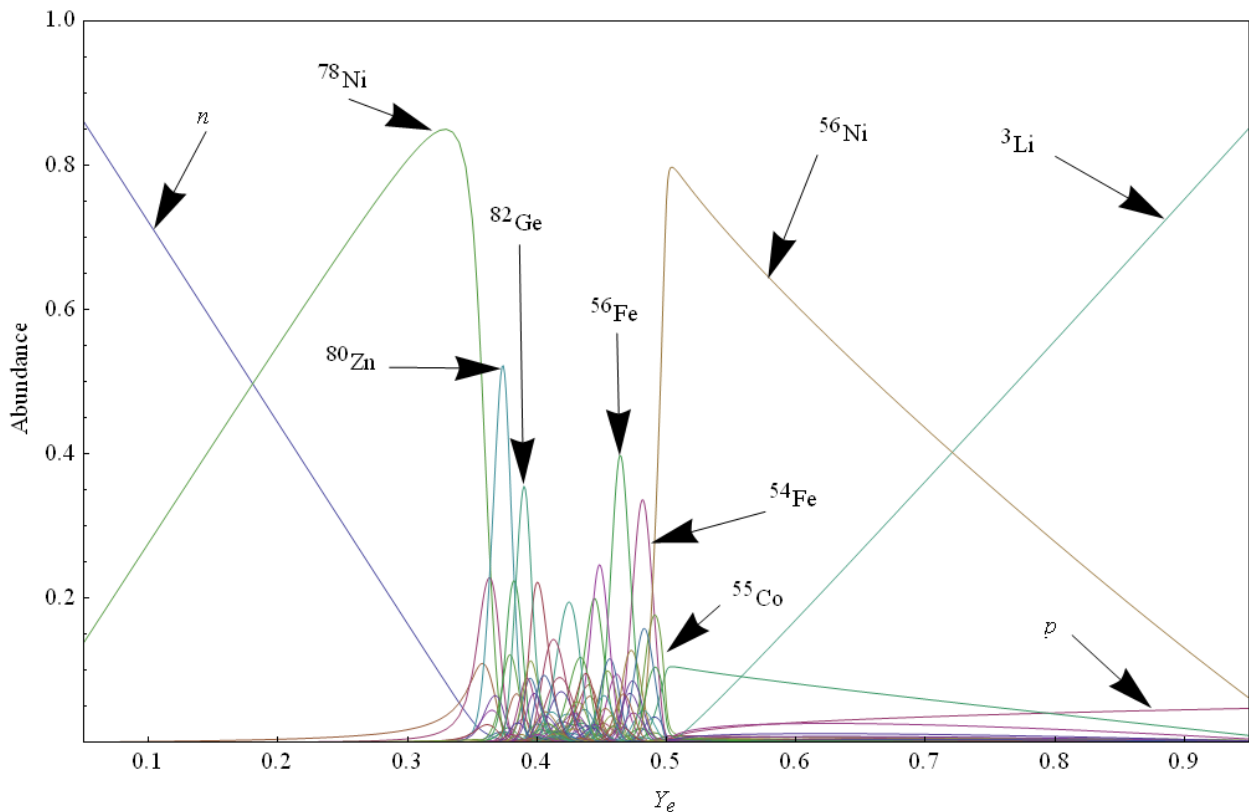
3.2 Wyniki dla zespołu termodynamicznego 800 różnych rodzajów jąder atomowych

Poniżej prezentuję typowe przykłady rezultatów obliczeń dla 800 izotopów (aż do Br) w stanie NSE. Obliczenia te można wykonać bez większych problemów dla znacznie większego zespołu. Strona WWW [12] oferuje obliczenia zawierające 3425 izotopów, a praca [11] używa ich 2700. Zbiór jąder atomowych (Rys. 2, kolorowe pola) został dobrany tak, aby pokryć używane w obliczeniach widma neutrin tablice FFN (Fuller, Fowler, Newmann 1980), zawierające 189 izotopów, oznaczone kolorami czerwonym (znana emisja neutrin i antyneutrin), zielonym (tylko antyneutrina) i niebieskim (tylko neutrina).

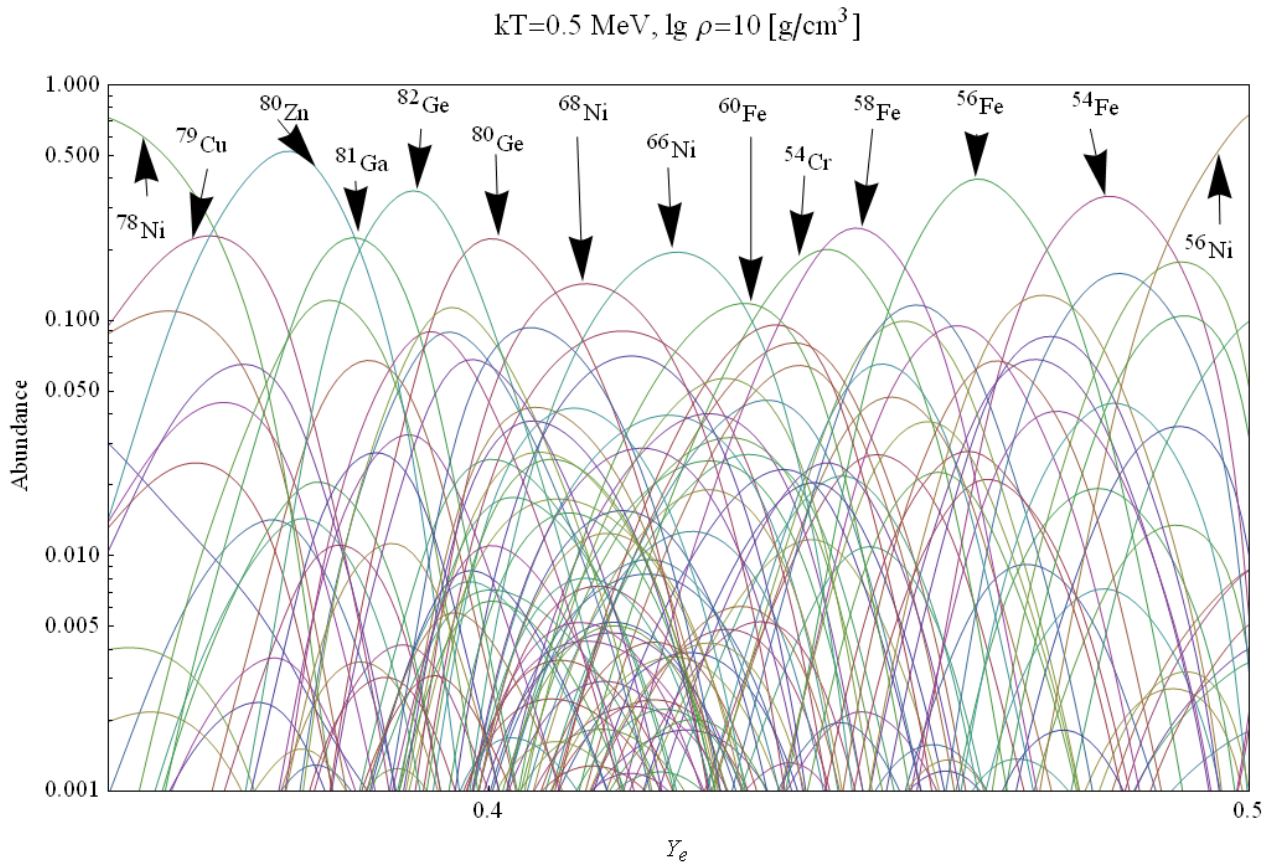
Abundancje NSE są bardzo charakterystyczne (Rys. 3 i 4). W interesującym astrofizyków obszarze $Y_e=0.4-0.5$ [4,5] wyniki gwałtownie zmieniają się. Neutronizacja materii (a zatem emisja neutrin) ogranicza się przede wszystkim do etapu spalania wodoru. Wtedy to wielkość Y_e , równa dla wodoru 1, a dla materii syntezowanej w Wielkim Wybuchu $Y_e=0.87$, spada aż do $Y_e=0.5$, czyli wartości charakterystycznej dla helu i innych jąder symetrycznych, posiadających identyczną liczbę protonów i neutronów. Późniejsza neutronizacja w jądrze pre-supernowej (aż do $Y_e=0.45$ i mniej)

wydaje się nieunikniona. Skład materii w Układzie Słonecznym (w tym jądra Ziemi) znany z analizy meteorytów pokazuje jednak, że najpowszechniejsze są jądra Fe-56, Fe-54 i Ni-58. Oznacza to, że materia z $Y_e < 0.45$ (Rys. 4) nie została rozproszona w przestrzeni. Zgodnie z teorią wybuchu supernowej uważa się, że została ona uwięziona i przetworzona do postaci gwiazdy neutronowej lub czarnej dziury. Niewielka abundancja metali takich jak german, gal czy cynk (Rys. 3, 4) daje bardzo silne ograniczenia na liczbę antyneutrino elektronowych które mogłyby być wypromieniowane na etapie pre-supernowej.

$kT=0.5 \text{ MeV}, \lg \rho=10 \text{ [g/cm}^3\text{]}$



Rysunek 3: Abundancje w zależności od stosunku liczby elektronów do barionów Y_e .



Rysunek 4: Obszar największej zmienności stanu NSE.

4 Neutrina emitowane w stanie NSE

4.1 Ewolucja Y_e

Normalnym trybem w jakim dokonuje się zmiana składu materii Wszechświata jest emisja neutrin skutkująca obniżaniem Y_e . Interesujące jest prześledzenie kosmologicznej historii Y_e . W momencie powstania hadronów temperatury były na tyle wysokie, że niewielka różnica masy pomiędzy protonem i neutronem, wynosząca 1.3 MeV, nie odgrywała żadnej roli. Ich abundancje były identyczne, a więc $Y_e=0.5$. Gdy temperatura zaczęła zbliżać się do 1 MeV wartość Y_e powoli rosła. Mniej więcej wtedy miała miejsce nukleosynteza kosmologiczna. Pozostałe po niej swobodne neutrony rozpadały się, prowadząc do jeszcze szybszego wzrostu Y_e , aż do ustabilizowania się stosunku liczby elektronów do barionów na poziomie $Y_e=0.87$. Aż do momentu powstania pierwszych gwiazd, Y_e nie ulegało zmianie. Od chwili gdy w kolejnych pokoleniach gwiazd zachodzi powolna termojądrowa synteza helu, Y_e nieustannie się zmniejsza. Słońce i inne gwiazdy ciągu głównego (spalające wodór) emitują równoważny strumień neutrin elektronowych. Ostatecznie, po wypaleniu się wodoru, $Y_e=0.5$. Dalsze istotne obniżanie Y_e może zachodzić wyłącznie w pre-supernowych i w trakcie kolapsu grawitacyjnego.

Wczesne modele powstania Wszechświata zakładały, że materia początkowo składała się wyłącznie z neutronów [3]. Dziś wydają się one naiwne, ale patrząc na Rys. 3 trudno nie odnieść wrażenia, że do obecnego składu materii, z której zbudowana jest nasza planeta i my sami, można dojść z obydwu stron. Równowaga beta, która zachodzi gdzieś w obszarze $Y_e=0.45$, wynika z własności jąder, i nie zależy od historii Wszechświata. Gwiazdna amnezja daje o sobie znać ponownie.

4.2 Krytyczne wartości Y_e

Jednym z celów obliczeń NSE jest wyznaczenie emisji neutrin przez jądra atomowe, wiedza ważna dla powstającej astronomii neutrinowej. Jeżeli znane są abundancje, sumaryczne widmo energetyczne neutrin (i antyneutrin) elektronowych to po prostu suma ważona widm neutrin pochodzących od poszczególnych jąder. W przypadku bardziej egzotycznych izotopów musimy polegać tu na teorii. Każdorazowo widmo energetyczne jest (w przybliżeniu) prostą funkcją doskonale znaną każdemu fizykowi z teorii rozpadu beta:

$$\lambda(E_\nu) = \frac{\pm E_\nu^2 (Q - E_\nu) \sqrt{(E_\nu - Q - m_e)^2 - m_e^2}}{1 + e^{(E_\nu - Q \pm \mu)/kT}},$$

gdzie Q jest różnicą pomiędzy energią (włączając masę spoczynkową) jądra początkowego i końcowego. Co otrzymamy poprzez połączenie abundancji NSE z emisją ν_e i $\bar{\nu}_e$ (rozpady β^\pm i wychwyty e^\pm) pochodzącą od każdego izotopu? Wynik okazuje się być funkcją silnie zależną od stanu materii (ρ , T) oraz Y_e . Zainteresowanych odsyłam do pracy [8]. Tutaj chciałbym omówić tylko same wartości krytyczne, dla których strumień neutrin i antyneutrin zrównuje się. Jedynym jądrem atomowym z $Y_e=1$ jest proton, a z $Y_e=0$ neutron. Najsilniej związane jądra są w rejonie $Y_e=0.5$. Okazuje się, że w dowolnej temperaturze i gęstości istnieje taka wartość $0 < Y_e < 1$ dla której emisja ν_e i $\bar{\nu}_e$ jest identyczna. Pierwsze ogólne wyniki prezentuje Rys. 4 z pracy [8] (zob. też http://ribes.if.uj.edu.pl/psns/Artwork/NSE/NSE_neutrinos.html). Górna część rysunku jest dobrze znana ekspertom od pre-supernowych i kolapsu grawitacyjnego supernowych. W niższych temperaturach, $kT=0.3-0.5$ MeV i gęstościach $10^6 - 10^9$ g/cm³ odpowiadających pre-supernowym, Y_e spada do 0.45 i mniej. W trakcie kolapsu gęstości i temperatury stają się znacznie wyższe, a Y_e bez problemu spada poniżej 0.3. Przykład sytuacji, w której Y_e jest prawie równe zero to zlewianie się gwiazd neutronowych w układzie podwójnym. Dolna część omawianego rysunku, odpowiadająca wysokim temperaturom i relatywnie niskiej gęstości, jest być może związana z jeszcze niezbadanymi zjawiskami astrofizycznymi. Region ten może mieć związek, np. z procesami zachodzącymi w dyskach akrecyjnych.

Dotychczasowe rezultaty przeszukiwania przestrzeni ρ - T - Y_e są następujące:

- (1) jądra kluczowe w obliczeniach sygnału neutrinowego to protony, ^{56}Ni i ^{55}Co (emisja ν_e) oraz neutrony (emisja $\bar{\nu}_e$)
- (2) istnieją regiony w stanie równowagi beta ($\rho = 10^6 \dots 10^8$ g/cm³, $kT = 0.8$ MeV) gdzie $\dot{Y}_e = 0$ dla $Y_e \approx 0.7 \dots 0.8$ (miksatura BBN); widmo energetyczne $\bar{\nu}_e$ ma postać szerokiego piksu z maksimum dla 5 MeV; powstaje ono w reakcji wychwytu pozytonu na neutronie

Połączenie przybliżenia NSE i emisji neutrinowej pozwala nam na elegancką analizę wielu istotnych zagadnień związanych z astrofizyką. Praca [13] która w lutym 2010 roku pojawiła się w internecie, podała kolejne zaskakujące wyniki. Otóż okazuje się, że rozwiązanie równania (1) jest możliwe bez posiadania informacji o elektroślabych elementach macierzowych. Pozwoli to m. in. na niezależną weryfikację modeli struktury jąder atomowych. Już pobieżne porównanie moich wyników i Rys. 1 z preprintu [13] wskazuje na możliwość istnienia błędów w obliczeniach wykonanych przez W. Fowlera, lub niepoprawnego ich zastosowania. Rachunki te były podstawą modeli supernowych w latach 1985-2000, aż do momentu opublikowania nowych, grupy K. Langanke'go. Okazuje się, że NSE ma liczne ważne zastosowania nawet w epoce superkomputerów, kiedy to „brutalna siła” wydaje się najlepszą metodą rachunkową.

Referencje

- [1] P. Holfich, et. al., astro-ph/0301334v1
- [2] F. Hoyle, „*The synthesis of the elements from hydrogen*”, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), **106** (1946) 343.
- [3] S. Chandrasekhar, L. R. Heinrich, Astrophysical Journal, **95** (1942) 288.
- [4] I. R. Seitenzahl et al 2008 ApJ 685 L129-L132.
- [5] Clifford, Tayler, Memoirs of the Royal Astronomical Society, **69** (1965) 21.
- [6] D. Arnett, *Supernovae and Nucleosynthesis*. Princeton University Press (1996)
- [7] G. Bisnovatyj-Kogan, *Stellar Physics*. Springer (2001)
- [8] A. Odrzywólek, Phys. Rev. C **80** (2009) 045801.
- [9] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler, F. Hoyle, „*Synthesis of the Elements in Stars*”, Rev. Mod. Phys. **29** (1957) 547.
- [10] F. Hoyle, *Mój dom, kędy więcej wiatry. Stronice z życia kosmologa.*, Prószyński i S-ka, _ Warszawa, 2001, **ISBN: 83-7255-177-4**
- [11] Juodagalvis, A., Langanke, K., Hix, W. R., Martinez-Pinedo, G., Sampaio, J. M., *Improved estimate of stellar electron capture rates on nuclei*, astro-ph/0909.0179, 2009.
- [12] Nuclear Statistical Equilibrium Calculator, <http://nucleo.ces.clemson.edu/pages/nse/0.1/>
- [13] A. Acronnes, G. Martinez-Pinedo, S. E. Woosley, *Electron fraction constraints based on NSE with beta equilibrium*, arXiv:1002.3854v2 [astro-ph.SR] 23 Apr 2010
- [14] PSNS code, <http://ribes.if.uj.edu.pl/>